PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 33. 18. Mai 1901. 2. Jahrgang.

INHALT.

Originalmitteilungen:
B. E. Moore, Spektrophotometrische Studie der Hydrolyse von Eisenchlorid. S. 481.
J. S. Townsend, Über Leitfähigkeit in Gasen, erzeugt durch die Bewegung negativ geladener Ionen. S. 483.
D. Child, Geschwindigkeit von Ionen, die von Flammen, vom elektrischen Flammenbogen und von heissen Drähten ausgehen. S. 488.
V. Dvořák, Über die sogenannte akustische Abstossung der Resonatoren. S. 490.
V. Dvořák, Bemerkung zu den Schulversuchen über die Abnahme des Luftdrucks mit der Höhe. S. 492.
Zusammenfassende Bearbeitungen:
C. Steinbrinck, Über Auftreten und Wirkungen negativer Flüssigkeitsdrucke in Pflanzenzellen. S. 493.
Tagesereignisse. S. 496.
Personalien. S. 496.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Spektrophotometrische Studie der Hydrolyse von Eisenchlorid.[1])

Von B. E. Moore.

Die Hydrolyse von Eisenchlorid wurde mit Hilfe des Braceschen Spektrophotometers untersucht. Die beiden Seiten eines Acetylenbrenners L (Fig. 1) warfen ihr Licht auf zwei Spiegel M_1, M_2, welche dasselbe auf die Spalten S_1, S_2 reflektierten. Von dort gelangte das Licht

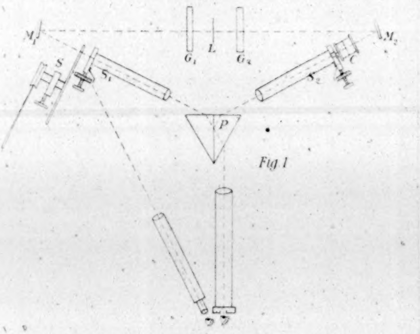


Fig 1

durch das Brace-Prisma nach dem Auge. Die Skala des beweglichen Spaltes wurde mittels eines Fernrohres abgelesen, welches sich unmittelbar neben dem Augenstück des Photometers befand. Um die Kalibrierung des Spaltes zu umgehen, wurde ein rotierender Sektor S mit 8 Ausschnitten in Verbindung mit dem Spalt benutzt. Durch diese Methode differieren die Spalte höchstens um $^1/_{16}$ der Breite, und betrug der Fehler, welcher vom Nicht-Kalibrieren herrührte, höchstens $^1/_{20}$ Prozent. Zwei identische Absorptionszellen von 4 cm Dicke befanden sich vor dem festen Spalt. Die eine Zelle enthielt Wasser, die andere die verdünnte Lösung. Fünf Ablesungen wurden mit Wasser angestellt, darauf zehn mit der Lösung und schliesslich wieder fünf mit Wasser. Das Verhältnis der Ablesungen an einer und derselben Stelle des Spektrums gab den Prozentsatz Licht, welcher von der Lösung an dieser Stelle hindurchgelassen wurde. Wenn die Lösungen nicht verdünnt sind, so sind zwei Korrektionsglieder nötig. Zunächst haben wir eine Fresnelsche Korrektur beim Übergang von einem Medium zum anderen; die Medien sind nicht identisch in beiden Zellen, d. h. es besteht eine Differenz in der Brechung von Wasser und Lösung. Zweitens verdrängt die gelöste Substanz etwas von den Lösungsmitteln, so dass die äquivalente Länge des Lösungsmittels verkleinert wird. Diese Grössen wurden vernachlässigt. Das Absorptionsgesetz lautet

$$i = i_0 \, e^{-kcl},$$

wo i_0 und i die Intensitäten des einfallenden und hindurchgelassenen Lichtes, c die Konzentration, l die Dicke des Troges und k eine Konstante bedeutet, welche von der Wellenlänge abhängt. Bei den Versuchen wird i als Prozente von i_0 gemessen, und daher ist

$$k = - \log i / c l$$

oder k und c variieren wie die Kologarithmen der Intensität.

Nun bildet sich allmählich durch Hydrolyse das gefärbte Endprodukt; ist die Ausgangslösung farblos und das Endprodukt gleichartig, so geben die Kologarithmen des beobachteten durchgegangenen Lichtes die relative Geschwindigkeit der Umsetzung, d. h. die relative Konzentration des Endprodukts. Lösungen von folgender Konzentration, 0,0003 n, 0,0006 n, 0,0008 n, 0,0010 n, 0,0012 n, 0,0016 n, 0,0024 n in Bezug auf $Fe\,Cl_3$ wurden untersucht und zwar bei 500 λ, wo die Absorption anfangs gering, aber zum Schluss sehr gross ist. Die beobachteten Inten-

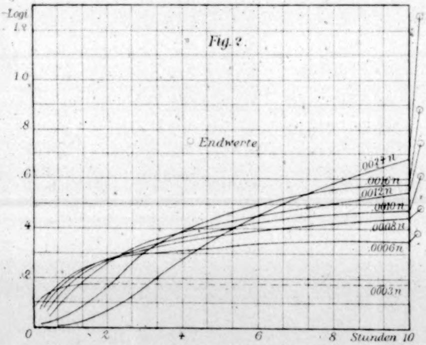
1) Ausführlich in The Physic. Rev. **12**, 151, 1901.

sitäten des durchgelassenen Lichtes stehen in in Tabelle 1 für 0,0003 n.

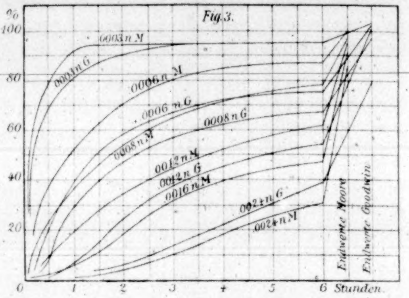
Tabelle I.

Zeit nach der Verdünnung Minuten	Prozent Licht i hindurch gelassen	$log\ i$
2	92	0.0362
4	85.5	0.068
8	80	0.0969
12	77.6	0.1101
16	76	0.1192
26	72.8	0.1379
32	71	0.1487
40	69.8	0.1561
54	67.6	0.1701
X	65.5	0.838

In Fig. 2 sind die Kologarithmen der beobachteten Intensitäten für alle Konzentrationen als Ordinaten und Zeiten nach Beginn der Hydrolyse als Abscissen aufgetragen. Es ist

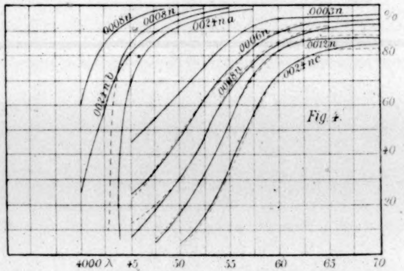


dabei angenommen, dass die 0,0003 n-Lösung schliesslich bis 99,2 Prozent hydrolysiert ist (abgeleitet durch Extrapolation aus Goodwins Tabelle 10, Zeitschrift physik. Chemie **21**, S. 1); die Prozente der hydrolysierten Mengen bei verschiedenen Konzentrationen sind mit Hilfe dieser Annahme berechnet worden. Diese Werte sind mit ähnlichen Werten, welche aus Goodwins elektrischen Messungen durch Extrapolation aus seiner Formel berechnet worden sind, verglichen worden. Mittels dieser Daten sind die Kurven in Fig. 3 unter G (Goodwin) und M (Moore) gezeichnet. Aus den Kurven, welche an einzelnen Stellen bedeutende Differenzen zeigen, lässt sich entnehmen, dass des Verfassers Lösungen wärmer waren, oder dass in der Natur der Lösungen ein Unterschied besteht. Auch ist zu berücksichtigen, dass die



obigen Annahmen etwas willkürlich sind. Offenbar giebt aber das optische und elektrische Verfahren ungefähr dieselben Resultate, jedenfalls lässt sich aus beiden Methoden so viel entnehmen, dass das Endprodukt dasselbe ist.

Die Kurven Fig. 4 zeigen die Prozente des durch das Endprodukt hindurchgelassenen Lichtes. Die punktierte Linie giebt die Lage der Kurve an, wenn die Beobachtungen für die verdünnteste Lösung richtig wären und unter der weiteren Annahme, dass die Endwerte bei 500 λ die Prozente des im Ganzen neu entstandenen Körpers liefern. Die gute Überein-



stimmung zwischen berechneten und beobachteten Werten beweist, dass das Endprodukt oder die Endprodukte in allen verschieden konzentrierten Lösungen dieselben sind. Hieraus folgt, dass Körper wie $Fe.Cl_2(OH)$ oder $Fe\,Cl(OH)_2$ in verschiedenen Proportionen je nach der Konzentration nicht vorhanden sein konnten; es müsste denn sein, dass diese Verbindungen alle dieselben Absorptionsspektra besässen, was doch sehr unwahrscheinlich ist.

Anstatt die Konzentration allein zu variieren, könnten wir die Konzentration und Schichtdicke so ändern, dass ihr Produkt stets dasselbe ist. Dies Verfahren erlaubt Änderungen

in der Absorption, welche von der Verdünnung herrühren, zu ermitteln. Denn, wenn die verdünnte Lösung dieselbe Zusammensetzung besitzt, wie die ursprüngliche, so müsste das Spektrum dasselbe sein, wenn die Schichtdicke so vergrössert wird, dass das eben erwähnte Produkt konstant bleibt. Nun war die konzentrierteste Lösung, bei der die Hydrolyse untersucht wurde, 1250 mal verdünnter als die Ausgangslösung. Da die Tröge nur 4 cm dick waren, so hätte die Ausgangslösung in einer Schichtdicke von 0,0032 cm dieselbe Absorption zeigen müssen. Bequemlichkeitshalber wird die letztere Lösung willkürlich 0,0024 *n* (konzentriert) und die erstere 0,0024 *n* (verdünnt) genannt. Fig. 4 giebt die Kurven, welche den Beobachtungen entsprechen, wieder und zwar entspricht 0,0024 *n*, *a* der konzentrierten und 0,0024 *n*, *b* der verdünnten und 0,0024 *n*, *c* derselben Lösung, nachdem die Hydrolyse beendet ist. Ähnliche Kurven sind für 0,0008 *n* dargestellt, nur ist die Kurve für 0,0008 *n*, *b* (verdünnt) nur angenähert richtig, da wegen der sehr rasch fortschreitenden Hydrolyse die Beobachtungen nicht absolut sicher sind.

Aus den Beobachtungen wurden folgende Schlüsse gezogen:

1. Die Untersuchung der Absorptionsspektra ist eine gute Methode, um die fortschreitende Umwandlung in die kolloidale Modifikation zu verfolgen (Fig. 3 und 4). Die Methode wird überall, wo wir es mit Farbenänderungen zu thun haben, gute Dienste leisten.

2. Es wird bewiesen, dass eine Ionisation stattgefunden hat (Kurven 0,0024 *n*, *a* und *b*, 0,006 *n*, *a* und *b*) und dass die Ionen nicht vollständig durchsichtig sind. Die Kurven 0,0024 *n*, *b* und 0,0008 *n*, *b*, Fig. 4, geben eine zu grosse Absorption, die nicht allein von dem undissoziierten Salze herrühren kann.

3. Der Ionisationsgrad lässt sich im vorliegenden Falle nicht bestimmen, doch ist dies offenbar in anderen Fällen möglich.

4. Während aus den elektrischen Messungen hervorgeht, dass zwei verschiedene Eisenionen in der Lösung vorhanden sind, lassen sich aus den mittelst der optischen Methode angestellten Messungen nur geringfügige Gründe zu Gunsten dieser Annahme ableiten. Die Absorption nimmt in den Lösungen beim weiteren Verdünnen relativ ab und ist die Absorption in allen Fällen zu gross, als dass sie allein von dem nichtdissoziierten Anteil herrühren könnte. Nehmen wir Goodwins Theorie an, nach der *Fe OH*-Ionen auf Kosten der *Fe*-Ionen beim weiteren Verdünnen zunehmen und machen wir die weitere Annahme, dass die ersteren durchsichtiger sind als die letzteren, so müssten sich die Lösungen so verhalten, wie es thatsächlich beobachtet worden ist. Die Berechnungen für Kurve 3 beruhen auf dieser Annahme, und die gute Übereinstimmung zwischen beobachteten und berechneten Werten spricht sehr zu Gunsten derselben.

5. Die Untersuchung der in den Lösungen vorsichgehenden Änderungen an weniger günstigen Stellen des Spektrums als bei 500 λ zeigten einige Abweichungen, welche sich auf Grund der Annahme erklären liessen, dass im Endprodukt Moleküle von verschiedener Grösse vorhanden wären, oder mit anderen Worten, dass x in $(Fe\,O_3\,H_3)_x$ variiert, indem sich zuerst Moleküle mit einem gewissen x bilden, die später in solche mit einem anderen x übergehen. Möglicherweise rühren alle diese Abweichungen auch von Ablesefehlern her; da aber letztere, wie aus wiederholten Beobachtungen hervorging, nur $^1/_3$ der beobachteten Grösse betrugen, so ist die zuletzterwähnte Erklärung nicht sehr wahrscheinlich.

6. Die Verschiebung des Absorptionsbande nach dem Rot und die Zunahme der Absorption bei der Bildung von zusammengesetzteren und schwereren Molekülen stehen mit den herkömmlichen dynamischen Überlegungen im Einklang. Aus der grossen und scharf ausgeprägten Absorption lässt sich entnehmen, dass diese Lösungen wahrscheinlich anomale Dispersion zeigen.

7. Obwohl die aus der Absorptionsmethode gezogenen Schlüsse verschiedenen Einschränkungen unterworfen sind, so zeigt sie doch häufig in Fällen, wo andere Methoden versagen, an, dass die Struktur verwickelter ist, als man wohl zunächst annehmen würde. Die Methode verdient daher mehr Aufmerksamkeit, als ihr bisher zu teil geworden ist.

(Eingegangen 19. April 1901.)

(Aus dem Englischen übersetzt von C. G. Schmidt.)

Über Leitfähigkeit in Gasen, erzeugt durch die Bewegung negativ geladener Ionen.[1])

Von John S. Townsend.

I. In einer in „Nature" vom 9. August 1900 veröffentlichten Notiz gab ich eine kurze Beschreibung einiger Versuche, die darthaten, dass, wenn sich negativ geladene Ionen durch ein Gas bewegen, dieselben andere Ionen erzeugen, selbst wenn die Kraft, die auf erstere wirkt, sehr klein ist im Vergleiche zu derjenigen, die nötig ist, um Funkenentladung oder Entladung in einem Vakuumrohr zu erzeugen.

1) Für die Physik. Zeitschrift vom Verfasser bearbeitet. Ausführl. in Phil. Mag. Febr. 1901.

Späterhin (Phil. Mag. Febr. 1901) gab ich eine ausführlichere Darstellung der Versuche sowohl, als der Theorie, zu der mich die experimentellen Resultate geführt haben. In der gegenwärtigen Mitteilung sollen die Grundzüge der von mir zur Erklärung der beobachteten Erscheinungen gegebenen Theorie dargelegt werden.

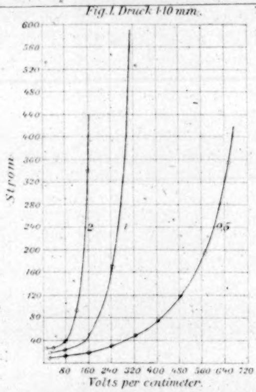
Bei allen hier in Betracht kommenden Versuchen wurde durch irgend eine äussere Quelle, wie Röntgen- oder Becquerelstrahlen, eine Anzahl Ionen in dem betreffenden Gase erzeugt. Der Charakter der durch diese Strahlen erzeugten Leitfähigkeit war Forschungsgegenstand verschiedener Physiker, und es wurde allgemein angenommen, dass, wenn die wirksame elektrische Kraft vergrössert wird, sich die Leitfähigkeit einem Maximum nähert. So sagen z. B. J. J. Thomson und E. Rutherford, dass „für eine gegebene Strahlungsintensität der Strom nicht über ein gewisses Maximum hinausgeht, wie gross auch die angewandte E. M. K. sein möge. Zahlreiche Versuche bei hohen Drucken und mit Elektroden verschiedener Form zeigten, dass sich die Leitfähigkeit bei einer Umkehrung der Stromrichtung nicht änderte".

Aus den in der vorliegenden Abhandlung beschriebenen Versuchen ist nun zu entnehmen, dass bei niederen Drucken die Beziehung zwischen Strom und elektromotorischer Kraft durch keine dieser Eigenschaften charakterisiert ist. Ein kritischer Druck oder elektromotorische Kraft, bei welcher eine Diskontinuität auftritt, existiert nicht; sondern bei abnehmendem Druck verliert der Zusammenhang zwischen Stromstärke und elektromotorischer Kraft allmählich jene einfachen Eigenschaften, die ihn bei hohen Drucken auszeichnen und zwar um so mehr, je mehr man den Druck vermindert.

Bei niederen Drucken ist es, als ob der Strom bei Zunahme der E. M. K. durch drei Intervalle hindurchginge. Im ersten Stadium nimmt der Strom mit der E. M. K. zu; im zweiten Stadium bleibt der Strom praktisch konstant und zeigt nur kleine Änderungen bei einer verhältnissmässig grossen Änderung der elektrischen Kraft; im dritten Stadium endlich wächst der Strom rasch mit der E. M. K. Es kann auch für gewisse Formen von Elektroden eine grosse Verschiedenheit der Leitfähigkeit durch Umkehrung der Stromrichtung erzielt werden. Dies ist besonders auffällig, wenn eine Elektrode die andere umgiebt; gering ist der Unterschied bei Anwendung paralleler Platten. Sind im letzteren Falle die beiden Metalle aus demselben Metall, dann erzeugt Umkehrung der Stromrichtung keinen Unterschied der Leitfähigkeit.

II. Die Beziehung zwischen der elektrischen Kraft und dem Strome wurde untersucht für die Plattenabstände von 2, 1 und $^1/_2$ cm. Die Versuche wurden mit Luft bei verschiedenen Drucken ausgeführt. Fig. 1 zeigt die bei 1,1 mm *Hg* erhaltenen Resultate graphisch.

Fig. I. Druck 1·10 mm.



Die Ordinaten geben den Mittelwert aus den beiden durch Umkehrung der Stromrichtung erzeugten Werten der Stromstärke. Die Abscissen sind die E. M. K. in Volts/cm. Der Strom dauert nur so lange, als die Strahlen auf das Gas wirken. Die Stromeinheit ist $1,4 \cdot 10^{-}$ Amp. (zwischen zwei Platten von 10 cm Durchmesser).

Die Versuchsresultate lassen sich vollkommen befriedigend erklären, wenn wir annehmen, dass alle von den Strahlen (inklusive der sekundären X-Strahlen) erzeugten Ionen von den Platten aufgefangen werden, wenn die elektromotorische Kraft klein ist (ungefähr 20 Volts/cm) und der Strom praktisch von der E. M. K. unabhängig ist. Die weiterhin erfolgende Erhöhung der Leitfähigkeit ist dann verständlich, wenn wir sie auf die Bewegung der negativen Ionen zurückführen, die, wenn die elektrische Kraft vergrössert wird, durch ihre Zusammenstösse mit den Molekülen des Gases neue negative Ionen erzeugen, die die gleichen Eigenschaften haben, wie die ursprünglich durch die Strahlen generierten. Es ist klar, dass, wenn durch diese Zusammenstösse mit den Gasmolekülen beide Arten von Ionen neue Ionen erzeugen würden, dann der Strom nicht gleichzeitig mit der Wirkung der Strahlen aufhören würde. Wir müssen deshalb die Vergrösserung der Leitfähigkeit Ionen einer Art zuschreiben; und aus Versuchen, bei denen sich die eine Elektrode innerhalb der anderen befindet, geht deutlich hervor, dass es die negativen Ionen sind, die diese grosse Erhöhung der Leitfähigkeit hervorrufen.

Der erste Schritt, der in Richtung einer Erklärung der Resultate zu thun ist, ist der, aus den Kurven die Anzahl α von Ionen einer Art

zu bestimmen, die ein einfaches negatives Ion erzeugt, wenn es unter einer bekannten elektrischen Kraft den Weg von einem Centimeter im Gas zurücklegt. Die Anzahl positiver Ionen, die erzeugt werden, ist gleich der Anzahl negativer, so dass wir im folgenden nur die negativen Ionen zu betrachten brauchen, indem als selbstverständlich angenommen wird, dass da, wo ein negatives Ion erzeugt wird, auch ein positives entsteht. Es wirke eine elektrische Kraft X auf N_0 negative Ionen bei einem Druck p und der Temperatur t, und es sei N die Gesamtzahl der negativen Ionen, nachdem die N_0 Ionen den Weg x zurückgelegt haben. Die neuen negativen Ionen bewegen sich mit derselben Geschwindigkeit wie die ursprünglichen N_0-Ionen, so dass alle negativen Ionen während der Bewegung zusammen gefunden werden. Die Anzahl von negativen Ionen, welche N Ionen bei der Zurücklegung des Weges dx erzeugen, wird gleich sein $\alpha N dx$, wo α eine von X, p und t abhängige Konstante ist.

Dann ist

1) $$dN = \alpha N dx.$$

$$N = N_0 e^{\alpha x}.$$

Es seien weiter $n_0 l$ negative Ionen gleichförmig zwischen zwei im Abstande l voneinander befindliche Platten verteilt, und die Kraft X wirke auf dieselben.

Dann ist die Anzahl der Ionen, welche an der positiven Platte ankommen

$$C = \int_0^l n_0 e^{\alpha x} dx = \frac{n_0}{\alpha}\left(e^{\alpha l} - 1\right)$$

und das Verhältnis dieser Zahl zur ursprünglichen ist

$$\frac{C}{n_0 l} = \frac{1}{\alpha l}\left(e^{\alpha l} - 1\right).$$

Daher ist, wenn C_0 die Anzahl der von den primären und sekundären Strahlen erzeugten Ionen bedeutet, der Gesamtstrom im Gase gleich

2) $$C = \frac{C_0}{\alpha l}\left(e^{\alpha l} - 1\right).$$

C_0, der Strom im Gase, solange noch keine Ionen durch Zusammenstösse erzeugt werden, ist in jeder Kurve durch die Y-Ordinate in dem Punkte dargestellt, wo die Tangente zur Kurve als der X-Achse parallel angenommen werden kann.

Das Verhältnis $\frac{C}{C_0}$ ist eine Funktion des Plattenabstandes und eine einfache Rechnung zeigt, dass Gleichung (2) vollkommen die Formen der drei Kurven in Figur (1) erklärt.

Die Werte von α können bestimmt werden durch Einsetzen des experimentell Bestimmten $\frac{C}{C_0}$ und des bekannten Plattenabstandes l in Gleichung (2).

Die kleinen Werte von α ergeben sich aufs genaueste aus der Kurve für $l = 2$ cm; einige der Werte wurden mittelst 2 Kurven berechnet, und die Übereinstimmung der erhaltenen Zahlen zeigt, dass der durch das Voneinanderentfernen der Platten erhaltene Effekt vollkommen durch die Theorie erklärt wird.

Die folgende Tabelle giebt die Werte von α für verschiedene Kräfte und bei den Abständen $l = 2, 1$, und 0,5 cm. Die Werte wurden bei 1,1 mm Hg erhalten.

Tabelle der Werte von α bei 1,1 mm.

X	$l = 2$	$l = 1$	$l = 0{,}5$ cm
80	0.45		
120	1.11	1.09	
160	2.02	1.98	
200		2.8	
240		3.7	4.0
320		5.4	5.5
400			6.8
480			8.0
560			9.3
640			10.6

Ähnliche Zahlen wurden für andere Drucke erhalten.

III. Untersuchen wir jetzt den Zusammenhang zwischen α, p und X bei konstanter Temperatur t. Es kann leicht gezeigt werden, dass die Geschwindigkeit der Ionen gross sein muss im Vergleich zur Geschwindigkeit, mit der sich die Gasmoleküle bewegen, so dass wir letztere als in Ruhe befindlich betrachten können. Die freien Weglängen, die ein Ion zurücklegt zwischen zwei Zusammenstössen mit neutralen Molekülen, werden nicht alle von gleicher Länge sein. Bei einer Anzahl y Weglängen werden eine Anzahl $y \cdot e^{-\frac{x}{c}}$ die Weglänge x überschreiten. c bedeutet die mittlere freie Weglänge. Sei β die Anzahl der Zusammenstösse, die ein Ion mit den Gasmolekülen hat, wenn es bei 1 mm Druck 1 cm weit wandert. Die Anzahl der Zusammenstösse für denselben Weg beim Druck p wird gleich βp sein, und die mittlere freie Weglänge gleich $\frac{1}{\beta p}$. Die Anzahl der Weglängen pro Centimeter, die grösser sind, als die Weglänge x, sind gleich $\beta p e^{-\beta p x}$.

Die Anzahl Weglängen zwischen x_1 und x_2 gleich $\beta \cdot p \left(e^{-\beta p x_1} - e^{-\beta p x_2}\right)$.

Sei I_p die Geschwindigkeit, die ein Ion erlangt hat, wenn es sich frei zwischen 2 Punkten bewegt, deren Potentialunterschied gleich P Volts

ist. Es sei $X \times x_1 = P$ und $X \times x_2 = Q$, wo X die auf das Gas wirkende Kraft ist.

Dann kollidiert ein Ion mit Kollisionsgeschwindigkeiten zwischen I_P und I_Q in der Zeiteinheit

$$3) \qquad \beta p \left(e^{\frac{-\beta p P}{X}} - e^{\frac{-\beta p Q}{X}} \right)$$

mal, wobei wir annehmen, dass nach einem Zusammenstosse die Geschwindigkeit eines Ions klein ist im Verhältnis zu der, die es vor dem Zusammenstosse hatte. (Diese Annahme würde für sehr grosse Stossgeschwindigkeiten nicht legitim sein, aber hier dürfen wir bei den betrachteten Geschwindigkeiten diese Annahme machen.)

Ist das Potential P gross, dann wird, gemäss unserer Theorie, ein neues Paar Ionen bei jedem dieser Zusammenstösse gebildet; ist aber P klein, (ungef. 10 bis 20 Volts), dann werden neue Ionen nur unter besonders günstigen Bedingungen erzeugt. Sei β_P die Zahl der bei β Zusammenstössen erzeugten negativen Ionen (wo die Geschwindigkeit beim Zusammenstoss zwischen I_P und I_{P+1} war). Dann ist:

$$4) \qquad \alpha = p \sum_{P=0}^{P=x} \beta_P \left(e^{\frac{-\beta_P P}{X}} - e^{\frac{-\beta_P (P+1)}{X}} \right)$$

Der Maximalwert, den jeder der Koeffizienten β_P erreichen kann, ist β.

Gleichung (4) kann in allgemeinerer Form geschrieben werden

$$5) \qquad \frac{\alpha}{p} = f\left(\frac{X}{p}\right)$$

und wenn keine Einschränkung in betreff der Funktion f verlangt wird, ist es nicht nötig, anzunehmen, dass die Ionengeschwindigkeit nach dem Zusammenstoss klein ist.

Nehmen wir also an Stelle von Gleichung (5) an, dass $\alpha = \Phi(X, p)$, wo Φ eine ganz allgemeine Funktion ist. Wird p gleich $z \cdot p$, dann werden alle Weglängen im Verhältnis $\frac{1}{z}$ kürzer. Die auf ein Ion wirkende Kraft X entlang eines Weges x wird dieselbe Wirkung wie die Kraft $z \cdot X$ entlang eines Weges $\frac{x}{z}$ haben. Daher, wenn X und p gleichzeitig gleich $z \cdot X$ und $z \cdot p$ werden, so werden die die Zusammenstösse bedingenden Umstände ungeändert bleiben. Die Anzahl der Zusammenstösse jeder besonderen Art, die entlang eines Weges von 1 cm erfolgen, wird im Verhältnis $z : 1$ vermehrt. Daher wird α geändert in $z \cdot \alpha$ und

$$\Phi(z \cdot X, z \cdot p) = z\Phi(X, p)$$

für alle Werte von z. Daher ist weiter

$$\Phi = p f\left(\frac{X}{p}\right),$$

wo f eine willkürliche Funktion ist.

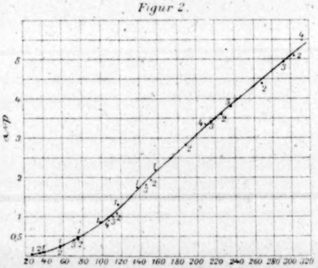
Wir erhalten so die Bezeichnung $\frac{\alpha}{p} = f\left(\frac{X}{p}\right)$, ohne irgend eine Hypothese über die Geschwindigkeiten vor und nach dem Zusammenstoss zu machen. Wir können jetzt sehen, ob die experimentell gefundenen Werte von α sich durch eine Gleichung dieser Form ausdrücken lassen.

Es wurde eine Anzahl der Werte bestimmt für Drucke von 4,13; 2,12; 1,10; 0,385 und 0,171 mm, und in Tabellen entsprechend Tabelle I zusammengestellt.

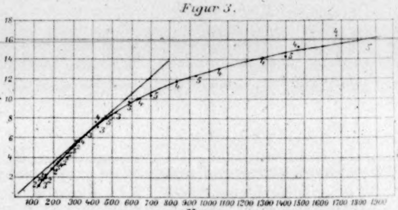
Zeichnen wir eine Kurve für jeden Druckwert, und nehmen als Koordinaten $\frac{\alpha}{p}$ und $\frac{X}{p}$, so müssen die fünf Kurven zusammenfallen, da für sie dieselbe Gleichung gilt.

Die Punkte auf den folgenden Diagrammen, Figuren 2 und 3, die mit 1, 2, 3, 4 und 5 be-

Figur 2.



Figur 3.



zeichnet sind, haben als Koordinaten die Werte von $\frac{\alpha}{p}$ und $\frac{X}{p}$, wie sie aus Versuchen bei den obenerwähnten 5 Drucken abgeleitet worden sind.

Da die Veränderlichen sich über ein grosses Gebiet ausdehnen, so wurden zu ihrer Darstellung zwei Diagramme benutzt. Figur 2 entspricht Werten von $\frac{X}{p}$ unter 320 und Figur 3 höheren Werten der Variablen. Die graphische Ein-

tragung der Punkte zeigt, dass alle auf derselben Kurve liegen, so dass die Versuche die Theorie durchaus bestätigen. Das Problem, α durch p und X zu bestimmen, ist daher wesentlich vereinfacht und die drei Variablen α, p und X reduziert auf die zwei Variablen $\frac{\alpha}{p}$ und $\frac{X}{p}$.

IV. Bei konstantem X besteht offenbar ein gewisser Druck, bei dem α ein Maximum ist; ist p gross, so werden keine neuen Ionen gebildet werden können, da die ursprünglichen Ionen keine grosse Geschwindigkeit erwerben, und ist andererseits p sehr niedrig, so werden zu wenig Zusammenstösse stattfinden können, so dass α keinen grossen Wert erreichen kann. Den Wert von p, für den α ein Maximum, erhalten wir durch Differentiation von

$$\alpha = p f\left(\frac{X}{p}\right),$$

was uns giebt

$$f\left(\frac{X}{p}\right) - \frac{X}{p} f'\left(\frac{X}{p}\right) = 0 \tag{6}$$

Aus dieser Gleichung geht hervor, dass, da X und p in der Form $\frac{X}{p}$ darin enthalten sind, für einen gegebenen Wert von X der Wert von p für den α ein Maximum ist, proportional zu X ist.

Der Gleichung (6) befriedigende Wert von $\frac{X}{p}$ kann unmittelbar der Kurve in Figur 3 entnommen werden.

Substituieren wir X_1 für $\frac{X}{p}$, α_1 für $f\left(\frac{X}{p}\right)$ und $\frac{d\alpha_1}{dx_1}$ für $f'\left(\frac{X}{p}\right)$ in Gleichung (6), so erhalten wir

$$\frac{\alpha_1}{x_1} = \frac{d\alpha_1}{dx_1}.$$

Diese Beziehung zwischen den Koordinaten eines Punktes auf einer Kurve $[\alpha_1 = f(X_1)]$ zeigt, dass die durch diesen Punkt gelegte Tangente zur Kurve durch den Koordinatenursprung geht.

Um nun den der Gleichung (6) genügenden Wert von $\frac{X}{p}$ zu finden, brauchen wir nur die Tangente vom Koordinatennullpunkt aus an die Kurve in Figur 3 zu legen, und die Abscisse des Berührungspunktes zu suchen. Der so erhaltene Wert von $\frac{X}{p}$ ist gleich 380. Also ist der Druck p (in mm), für den α ein Maximum ist, gleich $\frac{X}{380}$, wo X in Volts/centimeter ausgedrückt ist.

Eine Anzahl der von Stoletow erhaltenen Resultate (Journal de Physique, serie 2, vol. IX) bei der Untersuchung der durch ultraviolettes Licht zwischen zwei parallelen Platten erzeugten Leitfähigkeit kann leicht durch diese Theorie erklärt werden. In diesem Falle ist die ursprünglich im Gase erzeugte Ionenmenge praktisch konstant, und bei Erhöhung der elektrischen Kraft erzeugen diese dann durch Kollisionen in der oben beschriebenen Weise neue Ionen. Die maximale Leitfähigkeit für eine gegebene elektrische Kraft würde bei dem Druck eintreten, für den α Maximum ist. Stoletow fand nun, dass bei konstanter E. M. K. ein Maximum der Leitfähigkeit bei einem gewissen kritischen Druck eintritt, der unabhängig vom Plattenabstand und genau proportional der Kraft ist. Aus Stoletows Versuchen berechnet sich dieser Druck zu $p = \frac{X}{372}$, so in bemerkenswerter Weise mein durch Versuche mit Röntgenstrahlen erhaltenes Resultat bestätigend.

Auch die anderen Resultate Stoletows lassen sich ungezwungen durch diese Theorie erklären, jedoch fehlt hier der Raum zu einer ausführlichen Diskussion und Beschreibung dieser Stoletowschen Versuche.

V. Die Gleichung der in Figur 2 und 3 gegebenen Kurven lassen sich in einer, Gleichung (4) ähnlichen Form schreiben und mit Hilfe der in Abschnitt III auseinandergesetzten Theorie lässt sich eine klare Interpretation der Koeffizienten geben.

Schreiben wir α_1 und X_1 für $\frac{\alpha}{p}$ und $\frac{X}{p}$, so werden die Kurven sehr genau durch die Gleichung dargestellt sein

$$\begin{aligned} \alpha_1 = {} & b_1\left(e^{-\frac{\beta}{X_1}} - e^{-\frac{5\beta}{X_1}}\right) + b_2\left(e^{-\frac{5\beta}{X_1}} - e^{-\frac{10\beta}{X_1}}\right) \\ & + b_3\left(e^{-\frac{10\beta}{X_1}} - e^{-\frac{15\beta}{X_1}}\right) + b_4\left(e^{-\frac{15\beta}{X_1}} - e^{-\frac{20\beta}{X_1}}\right) \\ & + b_5\left(e^{-\frac{20\beta}{X_1}} - e^{-\frac{25\beta}{X_1}}\right) + b_6\left(e^{-\frac{25\beta}{X_1}} - e^{-\frac{50\beta}{X_1}}\right) \\ & + b_7 \cdot e^{-\frac{50\beta}{X_1}}, \end{aligned} \tag{7}$$

wo $b_1 = 0{,}03$, $b_2 = 0{,}75$, $b_3 = 2{,}7$, $b_4 = 9$, $b_5 = 13$, $b_6 = 16$, $b_7 = 20$ und $\beta = 21$.

β ist die Gesamtzahl der Zusammenstösse mit neutralen Molekülen, die erfolgen, wenn sich ein Ion über 1 cm Luft bei 1 mm *Hg* bewegt. Es ist zugleich der Maximalwert, den irgend einer der Koeffizienten erreichen kann.

Die Glieder von Gleichung (7) lassen sich nun so interpretieren:

Nehmen wir z. B. das dritte Glied:

Die Anzahl von Malen, die ein Ion mit einer Geschwindigkeit zwischen I_{10} und I_{15} kollidiert, während es sich bei 1 mm Druck

1 cm weit bewegt unter der *E. M. K* von X_1 Volts/cm

$$=\beta\left(e^{-\frac{10\beta}{X_1}}-e^{-\frac{15\beta}{X_1}}\right);$$

dabei werden neue Ionen erzeugt in der Anzahl

$$2{,}7\left(e^{-\frac{10\beta}{X_1}}-e^{-\frac{15\beta}{X_1}}\right).$$

Wie zu erwarten, nehmen die Werte der Koeffizienten mit den Stossgeschwindigkeiten zu.

Für sehr grosses X_1 sollte sich nun α_1 dem Werte 21 nähern. Thatsächlich wurde dieses Resultat erhalten. Bei 0,171 mm *Hg* und einem Plattenabstand von 5 mm ergab sich ein Maximalstrom; bei einer Erhöhung der Kraft von 560 auf 720 Volts/cm ergab sich nur eine sehr geringe Zunahme der Leitfähigkeit. Der der letzteren Kraft entsprechende Wert von α war 3,25, so dass $\alpha_1 = \frac{\alpha}{p} = 19$.

Aus den erhaltenen Resultaten kann auch die Energiemenge geschätzt werden, die nötig ist, um ein Molekül zu ionisieren. Wir schliessen aus den Werten der Koeffizienten β, dass neue Ionen schon erzeugt werden, wenn die Stossgeschwindigkeit so niedrig ist wie V_5. Die kinetische Energie eines sich mit dieser Geschwindigkeit bewegenden Ions ist $\frac{e \cdot 5}{300}$, wo wo e die Ladung in elektrostatischen Einheiten ist. Setzen wir $e = 6 \cdot 10^{-10}$, so erhalten wir für die Energie $= 10^{-11}$ *Ergs*.

Wir haben oben gezeigt, dass ein Ion, das sich mit hoher Geschwindigkeit durch Luft von 1 mm Druck 1 cm weit bewegt, 21 Kollisionen erfährt, und dass, wenn die Geschwindigkeit eine genügend hohe ist, bei jeder Kollision zwei neue Ionen erzeugt werden. Die mittlere freie Weglänge eines Ions kann hiernach bei 1 mm Druck gleich $\frac{1}{21}$ cm gesetzt werden.

Die mittlere freie Weglänge eines Luftmoleküles bei 760 mm und 0° C. ist $0{,}96 \cdot 10^{-5}$ cm (s. O. E. Meyer, Kin. Gastheorie), welchen Wert wir bei 20° C. als gleich $1{,}03 \cdot 10^{-5}$ annehmen dürfen. Hierbei ist angenommen, dass alle Moleküle mit der gleichen mittleren Geschwindigkeit wandern.

Betrachten wir irgend ein spezielles Molekül, von dem wir annehmen, dass es sich sehr rasch bewege im Vergleich zu den es umgebenden Molekülen. Seine Weglänge würde sich verlängern im Verhältnis 1,4 : 1. Ein sich mit grosser Geschwindigkeit bei 1 mm Druck bewegendes Luftmolekül würde 90,7 Zusammenstösse pro Centimeter erfahren; ein negatives Ion unter ähnlichen Umständen 21 Zusammenstösse. Daher ist das Verhältnis der freien Weglängen = 4,3 : 1. Ist das Ion sehr klein im Vergleich zum Molekül, so wäre eine Verhältniszahl von 4 : 1 zu erwarten.

Ich habe letzthin mit Herrn Kirkby eine Anzahl Versuche mit Wasserstoff und Kohlensäure gemacht, und wir fanden, dass in diesen Gasen die mittlere freie Weglänge der Ionen ungefähr das Vierfache derjenigen der Moleküle ist.

(Eingegangen 9. April 1901.)

(Aus dem Englischen übersetzt von K. T. Fischer.)

Geschwindigkeit von Ionen, die von Flammen, vom elektrischen Flammenbogen und von heissen Drähten ausgehen.

Von D. Child.

In Jahrgang 1 der Physikalischen Zeitschrift, Seite 593, erschien vom Verfasser dieser Zeilen ein kurzer Bericht über eine Untersuchung der Geschwindigkeit von Ionen, welche von Flammen und vom elektrischen Bogen ausgestossen werden. Diese Arbeit ist seitdem fortgeführt worden und die Resultate wurden in The Physical Review veröffentlicht[1]). Die Arbeit wurde vornehmlich als eine Studie über den Lichtbogen unternommen, und die Untersuchung der Entladung von Flammen sollte zur Beurteilung der Methode dienen. Indessen erscheinen auch die Ergebnisse dieser Untersuchung für wertvoll genug, um ihre Veröffentlichung zu gestatten.

Die Methode ist schon in Bd. I S. 594 der Physikalischen Zeitschrift genau mitgeteilt worden. Man liess zwischen einer Flamme und einer benachbarten Metallplatte eine Entladung übergehen und notierte dabei die Entfernung zwischen beiden, sowie die Potentialdifferenz und den Strom, der zwischen Flamme und Metallplatte überging. Diese Angaben genügen um die Geschwindigkeit der Ionen zu berechnen.

Es stellte sich heraus, dass der Betrag der Entladung auf die Platte angenähert dem Quadrate der Potentialdifferenz und umgekehrt dem Kubus der Entfernung zwischen Flamme und Platte proportional variierte. Die Geschwindigkeit der positiven Ionen variierte von 2,85 cm bis zu 1,45 cm pro Sekunde für einen Potentialfall von 1 Volt pro Centimeter; diejenige der negativen Ionen von 4,66 cm bis zu 2,03 cm. Im allgemeinen war die Schnelligkeit der negativen Ionen über 25 Proz. grösser als die der positiven Ionen.

1) The Physic. Rev. **12**, 65 u. 137.

Bei der Untersuchung der Entladung eines elektrischen Bogens wurde kein Versuch gemacht, um genaue Messungen zu sichern. Die Arbeit war lediglich bestimmt, den Nachweis zu führen, dass positive von dem Bogen abgestossene Ionen sich schneller als negative fortbewegen. Dieses Resultat erhielten wir, indem wir die Grösse der Entladung auf einen über den Bogen aufgestellten Cylinder massen. Es kamen Cylinder von verschiedenen Grössen zur Verwendung und in jedem Fall wurde festgestellt, dass die von den positiven Ionen fortgeführte Entladung grösser war als die, welche von den negativen Ionen fortgeführt wurde. Es wurde nachgewiesen, dass diese Thatsache nicht dem ultravioletten Lichte zuzuschreiben war und der Schluss somit lauten musste, dass sich die positiven Ionen hier am schnellsten fortbewegten.

Es wurde berechnet, dass die positiven Ionen annähernd die Geschwindigkeit von 4 cm pro Sekunde und die negativen eine von 2 cm besassen.

Lecher[1]) fand, dass bei zwischen Metallen erzeugten Bogen der Potentialfall an der Anode nicht grösser als der an der Kathode war. Experimente, welche der Verfasser ausführte, erwiesen, dass derselbe bei Bogen zwischen Eisen, Kupfer und Zink in der That nur an der Kathode unbedeutend grösser war. Hat die Dissoziationstheorie des Bogens recht, so müssen bei diesen Metallen die negativen Ionen sich am schnellsten fortbewegen. Die Schnelligkeit der von diesen Metallen fortgetriebenen Ionen wurde demgemäss geprüft und es wurde festgestellt, dass die negativen Ionen eine nur unbedeutend grössere Geschwindigkeit als die positiven Ionen haben.

Diese Ergebnisse vervollkommnen die Schlüsse der schon veröffentlichten Artikel. Weitere Arbeit über denselben Gegenstand ergab andere interessante Gesichtspunkte.

Die von Zeleny[2]) angewandte Methode, welche die Geschwindigkeit von durch X-Strahlen erzeugten Ionen zu bestimmen gestattete, wurde auf den Bogen angewandt. Die Geschwindigkeit der positiven Ionen, die von einem zwischen Kohlen befindlichen Bogen ausgingen, wurde mittels dieser Methode auf 6 cm, die der negativen auf 3 cm festgestellt. Diese Methode ist von der ehedem angewandten gänzlich verschieden, und die Resultate der beiden Methoden scheinen folgerecht darzulegen, dass die positiven Ionen, welche von dem Bogen abgestossen wurden, die grössere Geschwindigkeit hatten.

Diese ganze Arbeit scheint daher die Hypothese, welche zur Erklärung der Phänomene des elektrischen Bogens vorgeschlagen wurde, zu bestätigen.

Es öffnet sich demzufolge ein noch interessanteres Feld der Forschung, insbesondere tritt die Frage auf, welcher Art die Bedingungen sind, welche die positiven Ionen mit grösserer Geschwindigkeit versehen, und welchen Zusammenhang diese Thatsache mit anderen Gesetzmässigkeiten in der Elektrizätslehre haben mag. Frühere Experimente hatten die Physiker zu der Annahme geführt, dass negative Ionen immer die kleinere Masse hätten und sich mit der grösseren Geschwindigkeit vorwärts bewegten. Diese Auffassung wurde in einigen der neueren Diskussionen über die Theorie der Elektrizität als wahr angenommen. Ist diese Voraussetzung unzutreffend, so wird es wertvoll sein, festzustellen, wann das der Fall ist und welche Modifikationen der jetzigen Theorie nötig sein werden.

Weiterhin wurde die Entladung von heissen Platin- und Eisendrähten untersucht. Nun ist schon lange bekannt, dass positive Elektrizität von heissen Metallen leichter als negative entweicht und eine Feststellung der Geschwindigkeit der Ionen von heissen Metallen zeigte, dass auch hier die positiven Ionen sich am schnellsten fortbewegten. Beide zur vorhergehenden Untersuchung angewandte Methoden führten zu demselben Resultat.

Aber in allen diesen Fällen wird die Bewegung durch die Thatsache kompliziert, dass sowohl Gase, als auch feste Körper zugegen sind. So ist es z. B. zweifellos, dass bei einer Entladung von heissem Platindraht Platinatome abgeschleudert werden, da es eine ganz bekannte Thatsache ist, dass ein bis zur Weissglut erhitzter Platindraht an Gewicht abnimmt[1]). Es kann sein, dass währenddem eine Ausgleichung zwischen den positiven Ionen der Platinatome und den negativen der den Draht umgebenden erhitzten Gase zu stande kommt. Vermutlich ist es so, weil infolge einer Kontaktpotentialdifferenz die negativen Ionen des Metalls niemals vom Metall entweichen. Eine Ausgleichung von positiven Ionen einer Substanz mit negativen Ionen von einer anderen würde von keinem grossen Wert sein. Wir wollen doch vor allem wissen, woher es kommt, dass sich positive Ionen schneller als die negativen Ionen, von denen sie sich trennten, bewegen.

Der Fall des Bogens ist noch viel komplizierter, denn viele verschiedene feste Körper und gasige Substanzen treten in den Bogen hinein. Die Untersuchung von Arons[2]) über

1) Wied. Annalen, **33**, 609.
2) Phil. Trans. of the Roy. Soc. London 185, 193.

1) Wied. Ann. **37**, 319.
2) Ann. der Physik **1**, 700, 1900.

den Bogen zwischen Metallen in H und N bei verschiedenem Drucke zeigt, dass das Gas einen ganz entschiedenen Einfluss auf den Bogen hat.

Glücklicherweise ist ein Fall untersucht worden, welcher nicht so kompliziert ist, nämlich der Bogen in Quecksilberdampf zwischen Quecksilber-Elektroden. In diesem Falle kommt nur ein Element in Betracht und hier fand Arons[1]) dass der grössere Potentialfall an der Anode war. Mittels der Erkenntnis, welche uns diese jetzt beschriebene Arbeit giebt, können wir jene Thatsache so interpretieren, dass wir darunter verstehen, in einem solchen Bogen bewegten sich die positiven Ionen am schnellsten.

Warburg[2]) fand, dass in dem Falle von „Glimmentladung" in Quecksilberdampf der Potentialfall an der Kathode annähernd derselbe war wie in N. Arons legte bei der Diskussion hierüber besonderen Nachdruck auf die Thatsache, dass, wenn eine Entladung durch ein Gas vor sich geht, der grössere Potentialfall an der Kathode stattfindet, wenn sie aber durch einen Metalldampf vor sich geht, derselbe an der Anode statt hat. Diesen Thatbestand können wir etwa folgendermassen aussprechen: wenn Gase ionisiert werden, bewegen sich die negativen Ionen am schnellsten, werden aber Metalldämpfe ionisiert, so bewegen sich die positiven Ionen am schnellsten. Alle die fernerhin beobachteten Thatsachen können durch diese Hypothese erklärt werden.

Sollte sich diese Annahme als richtig erweisen, so wird sie uns ohne Zweifel dazu veranlassen, einige Ansichten, welche unsere Auffassung von der Stellung der Metalle zur Elektrizität betreffen, zu modifizieren.

1) Wied. Ann. **58**, 78.
2) Wied. Ann. **40**, 10.

(Eingegangen 29. April 1901.)

(Aus dem Englischen übersetzt von Frida Hansmann.)

Über die sogenannte akustische Abstossung der Resonatoren.

(Vorläufige Mitteilung.)

Von V. Dvořák.

Bekanntlich wird ein Resonator in einem akustischen Felde in der Richtung seiner Achse fortgetrieben, welche Wirkung wir als „akustische Abstossung" bezeichnen wollen.[1])

1) Dieser Ausdruck ist zwar nicht zutreffend, jedoch habe ich ihn mit Hinblick auf meine früheren Arbeiten beibehalten. Lebedew (Wied. Ann. 62, 158) hat noch andere Wirkungen auf cylindrische Resonatoren untersucht, die jedoch bei den hier beschriebenen Versuchen nicht in Betracht kommen.

Nachdem ich im Jahre 1875 einen Überdruck in einem tönenden Resonator nachgewiesen hatte, glaubte ich annehmen zu dürfen, dass dieser Überdruck die Abstossung des Resonators bedinge, und suchte diesen Überdruck theoretisch herzuleiten. Dann gab Rayleigh, weiter Koláček eine Theorie dieser Abstossung; Mach benutzte das Flächenprinzip zur Erklärung, welche Betrachtungsweise sich bis jetzt am besten bewährt hat; jedoch scheint sie nicht überall auszureichen, wie man später sehen wird.

Neuere zahlreiche Versuche haben ergeben, dass bei dieser Erscheinung hauptsächlich die Wirbelbildung mit wirkt, so dass eine Ergänzung zu den von Bjerkness, Korn, Lebedew u. a. untersuchten hydrodynamischen Fernwirkungen vorliegen dürfte, bei welchen eine wirbellose Bewegung des Mediums vorausgesetzt wird. Es zeigt sich auch hier ein grosser Reichtum eigentümlicher Erscheinungen, von welchen ich vorläufig nur einige hervorheben möchte.

Es sei, Fig. 1, R ein Resonator, dessen Öffnung sich in einem „Ansatzstücke" A befindet; die Form und Grösse dieses Ansatzstückes ist entscheidend für das Verhalten des Resonators; ein kurzes konisches Ansatzstück A

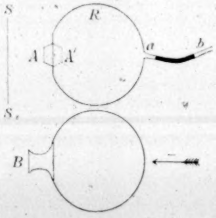


Fig. 1.

giebt ein ganz anderes Resultat als ein einem Flaschenhals ähnliches B (Fig. 1 unten).[1]) Will man den im Resonator herrschenden mittleren Druck messen, so setzt man ein kleines Manometer ab mit Alkoholfüllung an; bei a befindet sich in dem Röhrchen ein Baumwollpfropf, damit die Luft im Manometer nicht mitschwinge.

Zuerst wurde der Einfluss des Ansatzstückes auf den mittleren Druck im Resonator untersucht. Wächst die Tonstärke allmählich, so zeigt beim Ansatzstück A das Manometer anfangs einen sehr kleinen Überdruck an, dann aber einen viel grösseren Unterdruck (Verdünnung); zugleich dringt ein starker Luftstrom aus dem Resonator.[2]) Da der Resonator dabei

1) Ich habe noch eine Reihe anderer Formen untersucht.
2) Überhaupt ändert sich mit der Tonstärke oft plötzlich der ganze Charakter der Luftbewegung, wie man sieht, wenn man den Resonator mit Rauch füllt.

eine starke akustische Abstossung zeigt, so kann meine anfängliche Erklärung dieser Erscheinung durch einen Überdruck nicht richtig sein, denn das Manometer zeigt eine Verdünnung an.

Stellt man nun den Konus mit dem engeren Ende nach innen (Stellung *A'*, Fig. 1), so verhält sich das Manometer gerade umgekehrt; es zeigt nämlich bei wachsender Tonstärke anfangs eine kleine Verdünnung, dann eine Verdichtung an. Trotzdem nun ein ziemlicher Überdruck im Resonator herrscht, ist doch die akustische Abstossung verhältnismässig schwach gegen früher (Stellung *A*), was wieder damit zusammenhängt, dass auch der aus dem Resonator dringende Luftstrom viel schwächer ist; es muss daher auch die Reaktionswirkung, welche nach dem Flächenprinzip die akustische Abstossung (ähnlich wie beim Segnerschen Rade) herbeiführt, schwächer sein.

Um nun die akustische Abstossung genauer zu untersuchen, habe ich eine besondere Drehwage konstruiert. Der Resonator *R* (Fig. 2)

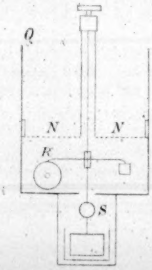


Fig. 2.

ist auf einem leichten Querarm befestigt, der an einem dünnen Platindraht in einem Glascylinder hängt; *NN* ist ein dünnes Drahtnetz, das merkwürdigerweise die störenden zufälligen Luftströmungen fast vollständig aufhebt, jedoch den Schall gut durchlässt. Die Schallquelle (elektrische Stimmgabel) ist oben bei *Q*; der Resonator befindet sich knapp am Boden des Cylinders, also annähernd im Knoten der Schwingung.

Durch eine kleine Öffnung im Boden des Cylinders geht ein Draht mit Häkchen, auf welches der zur Ablesung dienende Konkavspiegel und vier dämpfende (in verdünntes Glycerin tauchende) Glimmerflügel aufgehängt sind.

Die Untersuchung mit dieser Drehwage hat nun gezeigt, dass das Verhalten der Resonatoren je nach der Form des Ansatzstückes mitunter sehr verwickelt ist, ja dass auch negative Abstossungen (in der Richtung des Pfeiles in Fig. 1, unten) vorkommen. Ich werde nur das Verhalten bei den Ansatzstücken *A* und *B* (Fig. 1) beschreiben.

Wohl am einfachsten verläuft die Sache beim Ansatzstücke *A* (sehr kurzer, abgestumpfter Kegel mit scharfen Rändern). Wächst die Tonstärke allmählich, so zeigt der Resonator im Anfang gar keine Abstossung, sondern steht ganz ruhig (dieses Verhalten zeigen alle bis jetzt untersuchten Resonatoren); überschreitet die Tonstärke einen gewissen (hier ziemlich kleinen) Wert, so tritt Abstossung ein, welche mit der Tonstärke wächst.

Ganz anders verläuft die Erscheinung beim Ansatzstücke *B*; auch hier zeigt sich im Anfange keine Wirkung, dann aber tritt eine wachsende negative Abstossung ein,[1]) die dann wieder abnimmt, so dass der Resonator in die Nulllage zurückkehrt; erst bei verhältnismässig grosser Tonstärke tritt positive Abstossung ein. Ich habe auf Grund dieser Erscheinung ein akustisches Reaktionsrad konstruiert (aus zwei Resonatoren mit Ansatzstück *B*), das sich im Anfange im negativen Sinne dreht, und erst bei grosser Tonstärke die normale Rotationsrichtung annimmt.[2])

Paralysiert man beim Ansatzstücke *A* (kurzer Konus) die Reaktionswirkung des austretenden Luftstromes durch ein fest mit dem Resonator verbundenes Scheibchen *SS* (Fig. 1), welches den ganzen Luftstrom auffängt, so zeigt sich ebenfalls die negative Abstossung (die positive tritt dann überhaupt nicht auf).[3])

Zusammenhang mit der Wirbelbildung.

Füllt man den Resonator *R* mit Ansatzstück *A* (Fig. 1) mit Rauch, und beobachtet denselben stroboskopisch, so sieht man, sobald die Tonstärke eine gewisse Grenze überschreitet, fortwährend aus der Öffnung Wirbelringe austreten; diese bilden den austretenden Luftstrom; aber auch in das Innere des Resonators fliegen von aussen Wirbelringe hinein, welche den eintretenden Luftstrom bilden. Der Grund davon liegt auf der Hand: tritt die Luft aus dem Resonator aus und ist die Luftbewegung stark genug, so bildet sich an der Öffnung ein Wirbelring; etwas Ähnliches muss beim Eintreten der Luft geschehen.

Ich habe deshalb den Einfluss der Form

1) Hier scheint das Flächenprinzip zu versagen; im Resonator befindlicher Rauch zeigt einen schwachen austretenden Luftstrom an, der jedoch noch näher untersucht werden muss.

2) Es giebt Resonatoren, die mit wachsender Tonstärke mehrmals zwischen positiver und negativer Abstossung wechseln; dabei sind die geringfügigsten Änderungen in der Form des Ansatzstückes von grossem Einfluss. Ich habe langwierige Versuche benötigt, um ein Ansatzstück herzustellen, welches möglichst grosse negative Abstossung zeigt.

3) Vielleicht dürfte hier doch der am Manometer beobachtete Unterdruck zur Wirkung gelangen.

und Grösse des Ansatzstückes auf die Wirbelbildung näher untersucht.

Ein horizontaler Glascylinder C (Fig. 3) ist rechts mit einer Kautschukmembran M straff

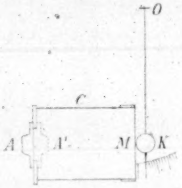


Fig. 3.

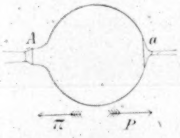


Fig. 4.

überspannt; links befindet sich eine Metallplatte mit grosser Öffnung, auf welche metallene Ansatzstücke verschiedener Form mit Wachs befestigt werden; eine Holzkugel K auf zwei steifen Drähten bildet ein Pendel mit dem Drehpunkte in O; ein Zeiger mit Skala dient zur Bestimmung der Abweichung des Pendels von der Vertikalen („Elongation"). Man füllt den Cylinder mit Rauch, zieht das Pendel um eine bestimmte Anzahl Teile nach seitwärts, lässt los, und beobachtet die Wirbelbildung.

Vergrössert man die Elongation stufenweise von Null angefangen, so tritt (wie schon von andersher bekannt ist) bei kleiner Elongation zuerst kein Rauch aus der Öffnung, später zeigt sich ein pilzartiges Gebilde mit sehr kleiner fortschreitender Bewegung, dann entwickelt sich ein Wirbelring.

Wenn man dieses Ergebnis auf den Resonator überträgt, so sieht man, dass bei wachsender Tonstärke nach dem Reaktionsprinzip im Anfange keine Abstossung eintreten kann, weil keine Luft aus dem Resonator austritt; dieses kann erst geschehen, wenn die Wirbelbildung eintritt. In der That zeigen auch die Resonatoren im Anfange keine akustische Abstossung.

Dreht man (Fig. 3) das kurze konische Ansatzstück A aus der Stellung A in die Stellung A', so braucht man, um aussen [1]) einen gut entwickelten Wirbelring zu erhalten, eine grössere Elongation für A'; auch sind die Wirbelringe für A' kleiner.

Danach kann man das anfangs erwähnte Verhalten des Resonators für die Stellungen A und A' (Fig. 1) des Ansatzstückes bei hinreichender Tonstärke begreifen. Die Stellung A begünstigt den austretenden, die Stellung A' den eintretenden aus Wirbelringen bestehenden Luftstrom; für A muss die akustische Abstossung daher grösser sein, auch muss das Manometer eine Verdünnung zeigen, während es für A' eine Verdichtung zeigt.

Was nun das Ansatzstück B (Fig. 1) betrifft, so zeichnet es sich dadurch aus, dass es die Bildung der Wirbelringe sehr erschwert; es bedarf schon eines starken Schlages der Holzkugel, damit sich ein guter Wirbelring bildet; ist der Schlag nicht stark genug, so tritt der Rauch momentan aus der Öffnung heraus, zieht sich aber sofort wieder zurück. Es entstehen jedoch höchstwahrscheinlich Wirbelbewegungen an den umgebogenen Rändern der Öffnung, wie der Einfluss des Öffnungsrandes auf das Verhalten des Resonators beweist; man braucht nur um den Rand der Öffnung von B aussen einen dünnen Wachsring herumzulegen, um das Verhalten des Resonators in der Drehwage zu ändern; auch tritt ein Luftstrom aus dem Resonator, obwohl sich keine eigentlichen Wirbelringe bilden; dieses alles bedarf noch näherer Untersuchung.

Zum Schlusse noch einen Versuch. Vertauscht man das Ansatzstück A in Fig. 3 mit einem kleineren, so treten die Wirbelringe schon bei kleineren Elongationen auf (indem sich die Wirkung auf eine kleinere Fläche konzentriert). Nimmt man nun einen Resonator mit zwei solchen Ansatzstücken, einem grösseren A (Fig. 4) und einem kleinen a, so tritt, wenn die Tonstärke allmählich wächst, zuerst aus a ein Wirbelstrom aus; durch seine Reaktionswirkung wird sich der Resonator im Sinne des Pfeiles π bewegen. Ist der Ton stark genug, so tritt auch aus A ein Wirbelstrom aus, dessen Wirkung (wegen des grösseren Querschnittes) überwiegt, so dass sich der Resonator nach P bewegt. Ich habe so ein akustisches Reaktionsrad zusammengestellt, das mit wachsender Tonstärke die Rotationsrichtung ändert; der Versuch bereitet keine Schwierigkeiten.

Agram, 23. April 1901. V. Dvořák.

(Eingegangen 26. April 1901.)

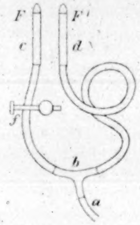
[1]) Sowie die Kugel von der Membran zurückspringt und die Membran zurückgeht, tritt (bei hinreichender Elongation) ein Wirbelring in das Innere des Glascylinders.

Bemerkung zu den Schulversuchen über die Abnahme des Luftdruckes mit der Höhe.

Von V. Dvořák.

Nachdem man sich in neuerer Zeit mehrfach mit diesem Gegenstande beschäftigt hat, erlaube ich mir, auf die Methode von Neyreneuf (Beiblätter zu Wied. Ann. 1883, S. 203) aufmerk-

sam zu machen, die in Bezug auf Einfachheit und Empfindlichkeit wohl bis jetzt nicht übertroffen wurde (das sogenannte „Gasniveau").



In nebenstehender Figur ist *a* ein Kautschukschlauch, der zu einer Gasleitung führt; *b* ist ein *T*-Rohr, von welchem zwei Kautschukschläuche zu zwei Metallröhren *d* und *f* führen (innerer Durchmesser etwa 12 mm; Glasröhren sind auch gut, springen aber leicht oben durch die Hitze); *f* ist Quetschhahn mit Schraube. Man stellt *d* und *f* nebeneinander auf gleiche Höhe, dreht das Gas ab, bis die Flammen *F* und *F'* ziemlich klein sind, dann macht man mit dem Quetschhahn *f* beide Flammen gleichgross. Man kann nun die Flamme *F'* in der Horizontalebene bewegen, auch den Schlauch hin- und herbewegen, ohne dass sich die Flammen ändern; hebt man aber die Flamme *F'* nur ein wenig, so wird sie sofort grösser, während *F* kleiner wird. Die Empfindlichkeit ist um so grösser, je kleiner die Flammen sind.

(Eingegangen 26. April 1901.)

ZUSAMMENFASSENDE BEARBEITUNGEN.

Über Auftreten und Wirkungen negativer Flüssigkeitsdrucke in Pflanzenzellen.

Von C. Steinbrinck.

Dass durch negative Drucke im Inneren von Flüssigkeiten Bewegungen fester Körper hervorgerufen werden können, ist längst bekannt. Die physikalischen Lehrbücher erwähnen ja unter den Kapillaritätsvorgängen die Anziehungs- oder Abstossungserscheinungen, welche man an parallelen Platten und Fäden wahrnehmen kann, die in Flüssigkeit tauchen oder auch an Kugeln, Nadeln und dergleichen, die auf Wasser, Quecksilber u. s. w. schwimmen. Bei der Darstellung dieser Bewegungen tritt jedoch bisweilen nicht klar genug hervor, dass sie vom Luftdrucke durchaus unabhängig sind. So ist z. B. in der deutschen Ausgabe von C. V. Boys' Vorlesungen über Kapillarität[1]) die Auseinandersetzung hierüber zum mindesten missverständlich.[2]) Es kann daher nicht Wunder nehmen, dass Bewegungserscheinungen und Formänderungen am Pflanzenkörper, die mit negativen Spannungen im Inneren von Flüssigkeiten zusammenhängen, von den Botanikern bis vor kurzem nicht richtig gedeutet, sondern auf die Wirkung des Luftdruckes oder andere Ursachen zurückgeführt worden sind. Solche Vorgänge spielen sich aber bei Wasserverlust an Pflanzenteilen alltäglich ab. Jede verwelkte Blüte, jedes verdorrende Blatt, jeder „schrumpfelnde" Apfel bringt uns ihre Resultate vor Augen. Auf ihnen beruht die Befreiung des Blütenstaubes aus den Antheren der höheren Pflanzen, die Ausstreuung der Sporenmassen aus den Sporangien mancher Kryptogamen, sowie u. a. auch die Ausbreitung der haarförmigen Flugapparate am oberen Ende vieler Kompositenfrüchtchen.

Das Verdienst, auf botanischem Gebiete zuerst auf die Wichtigkeit dieser physikalischen Verhältnisse hingewiesen zu haben, gebührt Askenasy[1]), Dixon und Joly[2]). Die Bestrebungen dieser Forscher zielten zwar zunächst darauf ab, durch den „tensile stress" der Wasserfäden oder eines zusammenhängenden Wassernetzes in den Leitungsbahnen der Pflanzen das Aufsteigen des Nahrungssaftes derselben zu erklären, und dieses Problem kann allerdings noch nicht für spruchreif gelten, vornehmlich da die Existenz eines zusammenhängenden Wassernetzes in jenen Leitungsbahnen energisch bestritten wird. Die Erörterungen der genannten Forscher sind jedoch auch unserem leichteren Problem, bei dem es sich um negative Drucke im Innern einfacher Zellformen, und zwar sowohl toter als lebender, handelt, sehr zu statten gekommen. Namentlich haben Askenasys klare und überzeugende Versuche wesentlich zur Aufhellung dieser Fragen beigetragen. — Die allgemeinere Bedeutung des „Kohäsionszuges" für wasserabgebende Planzenzellen ist zuerst von Z. Kamerling[3]) scharf und be-

1) Seifenblasen, übersetzt von G. Meyer. 1893, S. 11, nebst Anm.

2) Dass sich diese Bewegungen in der „Luftleere" in unvermindertem Masse vollziehen, ist experimentell leicht nachzuweisen, aber auch theoretisch sofort einzusehen. Denn wenn beispielsweise zwei Glasplatten nebeneinander in Wasser getaucht werden, so wirkt an jedem Querschnitt der kapillar zwischen ihnen gehobenen Flüssigkeitsschicht als Resultante aller in Betracht kommenden Kräfte das Gewicht der daran hängenden Flüssigkeitssäule. Es ist der Zug dieses Gewichtes an den benetzten Teilen der Platten und nicht ein Überschuss des äusseren Luftdruckes, der diese Teile einander nähert.

1) Verhandl. d. Nat.-Med. Ver. Heidelberg. N. F. V. 1895 und 1896.

2) Phil. Trans. Roy. Soc. London. 1895, S. 563—576.

3) Bot. Centralbl. 1897, **72**, 49 und 85; 1898, **73**, 472; Flora, allg. bot. Zeit 1898, **85**, 157, Heft 3.

stimmt betont worden. Hinsichtlich einiger spezieller Fälle haben sich an der Untersuchung in dieser Richtung ausserdem J. Schrodt[1]) und nebenbei E. Jahn[2]) beteiligt. In physikalischer Hinsicht hat besonders Referent während der beiden letzten Jahre in einer Reihe kleinerer Mitteilungen diese Frage zu klären versucht[3]). Im folgenden sollen nun die hauptsächlichsten Ergebnisse dieser Forschungen unter Anlehnung an Askenasys Versuche dargelegt werden.

Bekanntlich liess Askenasy aus einem aufrechtgestellten gläsernen Trichterrohr, dessen unteres Ende in Quecksilber tauchte, Wasser durch einen Gipspfropf des Glockentrichters hindurch verdunsten und beobachtete nun, wie das eingeschlossene Wasser, oben am Gips, unten am Quecksilber haftend, letzteres allmählich mit sich emporzog, so dass die gehobene Quecksilbersäule zuletzt sogar oft die Höhe des Barometerstandes beträchtlich überschritt. Mit dieser Versuchsanordnung lassen sich nun die Verhältnisse wasser- oder saftgefüllter Pflanzenzellen, gleichgültig ob diese tot oder lebend sind, leicht in Parallele stellen. Verliert eine solche Zelle etwas Wasser, so übt das zurückgebliebene Flüssigkeitsquantum auf die umgebende Zellwandung entweder unmittelbar oder vermittelst des ihr anhaftenden Protoplasmaschlauches, ebenso einen Zug aus, wie das Wasser in Askenasys Versuch auf das Quecksilber. Ist die Zellenmembran nachgiebig genug, so muss sie, ebenso wie dort das Quecksilber, der zurückweichenden Flüssigkeit folgen und somit verbogen und eventuell stark zerknittert werden. Das Mass dieser Faltung ist natürlich ausser von der Höhe des Wasserverlustes u. a. auch durch die Festigkeit der Wandung bedingt; dickwandige Elemente unterliegen ihr überhaupt nicht; bei manchen zarteren Markgeweben wird die Kontraktion nachweislich durch den Widerstand des sie umschliessenden festen Holzmantels verhindert; in anderen Fällen ist das Ausbleiben der Kontraktion noch nicht ganz aufgeklärt.

Selbstverständlich werden aber an Zellmembranen, die aus dickeren und dünneren Partien bestehen, hauptsächlich die letzteren eingefaltet. Es ist nun sehr interessant, im einzelnen zu verfolgen, wie z. B. in Staubbeuteln und Sporenbehältern die Verdickungsbänder und -platten gleichsam planmässig so angeordnet sind, dass die Bewegungen und Formänderungen, die durch die Faltung zu stande kommen, biologisch möglichst vorteilhaft ausfallen. So ist z. B. die Wandung gewisser „Schleuderfäden“ in den Sporenkapseln von Lebermoosen mit schraubigen Verdickungsbändern ausgestattet. Diese werden beim Wasserverlust der Fäden durch die Einfaltung der dazwischenliegenden dünneren Partien verdreht, also gleichsam wie stählerne Spiralfedern mehr und mehr gespannt, bis der Dehnungszustand des Wasserrestes einer Steigerung nicht mehr fähig ist. In diesem Moment wird die Kohäsion des Wassers (oder seine Adhäsion an der Wand) plötzlich überwunden, und die Verdickungsbänder schnellen mit einem Rucke elastisch zurück, wodurch die Verbreitung der Sporen selbstverständlich befördert wird. Auch bei den Sporangien der Farne begegnen wir diesem ruckweisen Zurückspringen gespannter Wände als einem Hilfsmittel zum Ausschleudern der Sporen. Anscheinend sind in den beiden ebenerwähnten Fällen die Biegungswiderstände der verdickten Membranpartien so abgewogen, dass sie den Zusammenhang des Systems: Wasser—Zellhaut kurz vorher zu unterbrechen vermögen, ehe ihm zu viel Wasser entzogen ist. In den meisten Fällen beharren aber die Zellen nach dem völligen Wasserverluste in dem zerknitterten Zustande, ohne vorher zurückzuschnellen. Man wird annehmen müssen, dass ihre Wände einer gewissen Trockenstarre verfallen sind, die etwa dadurch zu stande gekommen ist, dass sie ihr Imbibitionswasser während ihrer Deformation eingebüsst haben, und ihre kleinen Teilchen oder vielleicht auch grössere gefaltete Partieen somit, als die letzten Wasserteilchen zwischen ihnen schwanden, durch Adhäsion in gänzlich verschobener Lage aneinander gekittet worden sind. Jedenfalls entfalten sich die „geschrumpfelten“ Zellen bei Wasserzufuhr oft sehr rasch wieder. Referent nimmt an, dass die Membranteilchen bei der Wiederaufsaugung des Imbibitionswassers ihre gegenseitige Beweglichkeit zurück erlangen, und dass damit ihre elastischen Kräfte wieder frei werden. Er bezeichnet daher das Anschwellen der betreffenden Gewebe auf das frühere Volum und die frühere Wasserfülle als elastische Entfaltung oder Schwellung desselben. Diese bildet mit der vorhergegangenen Erscheinung des Schrumpfelns[1]) einen reversiblen Kreisprozess, der in vielen Fällen bei genügender Elastizität der Wandung beliebig oft wiederholt werden kann.

Hinsichtlich der Entfaltung haben wir nun zwei Fälle zu unterscheiden, den einen, wo der Rückweg des Kreisprozesses wie oben vorausgesetzt, erst nach gänzlicher Austrocknung der Gewebe beginnt, den anderen, wo er infolge früherer Wasserzufuhr schon einsetzt, wenn die

1) Ber. d. deutsch. bot. Ges. 1897, S. 100; 1898, S. 322.
2) Ber. d. deutsch. bot. Ges. 1901, S. 108 u. 109.
3) Sitzungsber. d. deutsch. bot. Ges. 1899 u. 1900, sowie 1897, S. 86; 1898, S. 97; Festschr. f. Schwendener 1899, S. 165.

1) Dieser Ausdruck soll die beschriebenen Vorgänge von dem des eigentlichen Schrumpfens, wobei keine Faltenbildung erkennbar ist, unterscheiden.

bereits zum Teil kontrahierten Zellen noch wassergefüllt sind. Es ist bemerkenswert, dass zu dem letzteren dieser Fälle ein bisher wenig beachteter Versuch Askenasys wiederum ein einwandfreies Pendant liefert.

Wenn Askenasy nämlich gelegentlich seines Hauptversuches Wasser auf den Gips goss, nachdem das Quecksilber vom Trichterrohr bereits eine Strecke weit gestiegen war, so beobachtete er, dass dieses Wasser mit sehr erheblicher Geschwindigkeit durch den Gips eintrat und das Quecksilber gleichzeitig auf das äussere Niveau herabsank. Die Erklärung hierfür ist ohne Zweifel die, dass bei dem Hauptversuch das Gewicht des gehobenen Quecksilbers an der Wassersäule des Trichterrohres zieht und diese spannt. Wird nun Wasser auf den Gips gegossen, so wirkt der negative Druck des Binnenwassers auf dieses zurück und veranlasst sein Einströmen, bis die Zugspannung ausgeglichen ist. Genau so liegen aber die Verhältnisse auch bei unseren kontrahierten wasser- oder saftgefüllten Zellen, nur dass hier statt des Quecksilbers die Elastizität der Wandung die Binnenflüssigkeit spannt und die gesamte Zellmembran oder ev. die dünneren Partien derselben an Stelle des Gipspfropfes treten.

Auch an den trockenen Geweben geht bei Wasserzusatz die Entfaltung unter zunehmender Füllung der Zelllumina mit auffälliger Schnelligkeit vor sich. Es ist daher von verschiedenen Seiten die Vermutung geäussert worden, dass ihre trockenen Zellen nur Luft von geringer Spannung enthalten könnten und ihre Membranen daher nahezu luftdicht schliessen müssten. Mehrfache Prüfungen dieser Frage auf verschiedenen Wegen haben aber diese Vermutung nicht bestätigt, vielmehr gezeigt, dass diese Membranen luftdurchlässig sind und dass die Spannung der in trockenen Zellen eingeschlossenen Luft von der atmosphärischen nicht erheblich abweichen kann. Eine genauere Überlegung zeigt übrigens, dass eine solche vor Beginn der Schwellung präexistente Luftverdünnung zur Erklärung des schnellen Wassereintritts gar nicht nötig ist; diese Verdünnung entsteht ja durch die bedeutende Vergrösserung des Zellraumes, die durch die elastische Entfaltung seiner Wand herbeigeführt wird, im Zellinneren meist von selbst.[1])

1) Bei der raschen Schwellung mögen noch andere Umstände mitwirken, auf die einzugehen, es hier an Raum gebricht. Es sei nur erwähnt, dass die Schwellung sich auch in der Luftleere vollständig vollzieht und dass sich hierin auch die Zellräume trockener Gewebe wieder ganz mit Flüssigkeit (Wasser oder konzentrierter Salzlösung) füllen. Hier muss der erste Eintritt der Flüssigkeit in die Zelllumina also wohl durch die Flächenanziehung ihrer Innenwand auf dieselbe herbeigeführt werden, und der fernere Wasserstrom durch den kapillaren Zug der diese Wand auskleidenden Flüssigkeitsschicht bewirkt sein.

Ein sehr naheliegender Einwand gegen die hier vorgetragene Auffassung des gesamten Entfaltungsvorganges ist bisher noch ganz unberücksichtigt geblieben, nämlich der, ob hier nicht statt elastischer, vielmehr osmotische Schwellung vorliege. Gewiss mag diese bei lebenden Zellen oft mitwirken, in vielen Fällen spielt sie aber sicherlich nicht die Hauptrolle. Das durchschlagendste Argument hierfür ist die Thatsache, dass sich die Entfaltung an zarten Schnitten mit lauter geöffneten Zellen ebenso vollständig und noch rascher vollzieht als an geschlossenen Geweben. Ausserdem ist zu beachten, dass die vollständige Schwellung mit praller Flüssigkeitserfüllung der Lumina vielfach nicht nur durch reines Wasser, sondern auch durch konzentrierte Lösungen von salpetersaurem Kali, Natron oder Ammoniak bewirkt werden kann, deren osmotischer Druck denjenigen lebender Zellen viele Male übertrifft.

Somit dürfte wohl zugestanden werden, dass in dem Vorgetragenen eine einigermassen in sich geschlossene Theorie vorliegt, die allerdings weiterer Untersuchungen über ihre Grenzen noch bedürftig ist. Es scheint nicht ausgeschlossen, dass sie auch für die Theorie der Quellung, falls oder insofern diese nach Bütschli als Wabenquellung aufgefasst werden müsste, von Nutzen sein kann. Hinsichtlich der Details der erwähnten Versuche muss auf die citierten Abhandlungen verwiesen werden. Hier möge nur noch der Apparat kurz skizziert werden, der dem Referenten, zum Teil in Gemeinschaft mit seinem Kollegen, Herrn Prof. Ripke, dazu gedient hat, die Unabhängigkeit der Schrumpfelungs- und Schwellungsvorgänge vom äusseren Luftdrucke nachzuweisen und den Luftgehalt der Zellen, sowie die Luftdurchlässigkeit der betreffenden Membranen zu prüfen.

Mit Hilfe einer neuen, vorzüglich arbeitenden Geisslerschen Luftpumpe wurden zunächst vier miteinander luftdicht verbundene Glaskugeln (s. Figur 1) aufs äusserste evakuiert. Der Raum

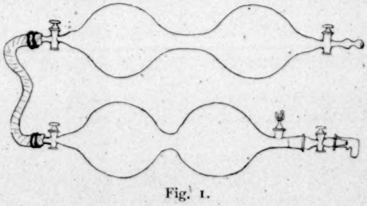


Fig. 1.

derselben, einschliesslich des mit ihnen in offener Verbindung belassenen Trockengefässes und der festen Pumpenkugel fasste nahezu 5,2 l. An dieses Vakuum konnte nun durch einen weitgebohrten Hahn entweder die flache Glaskammer

A (Fig. 2) oder das knieförmig gebogene Glasrohr B luftdicht angeschlossen werden. Das erstere wurde zu den Austrocknungsversuchen im Va-

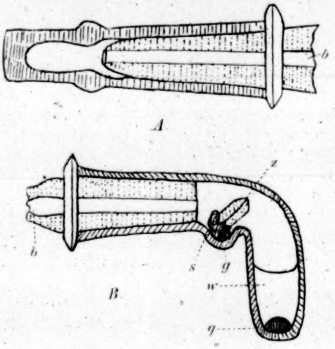


Fig. 2.

kuum benutzt, besonders, wenn diese unter dem Mikroskop verfolgt werden sollten. Es fasste mit der Bohrung des eingeschliffenen Rohres 0,1 ccm. Das letztere wurde besonders für die Entfaltungsversuche benutzt, diente aber auch zu den Austrocknungsversuchen grösseren Massstabes. Es hatte einschliesslich der Bohrung b 1,7 ccm Inhalt. Bei den Schwellungsexperimenten war das abwärts gerichtete Rohrstück teilweise mit Wasser (w) oder Salzlösung gefüllt, ausserdem enthielt es einen Quecksilbertropfen (q) oder eine Platinspirale, um die stossweise Entwickelung der Dampf- und Luftblasen zu mildern. In das Grübchen g am wagerechten Teile des Glasröhrchens wurde vor dem Anschluss des Gefässchens an den evakuierten grossen Raum das zu untersuchende Gewebe (z) gebracht, nachdem dieses vorher am einen Ende durch umgelegtes Stanniol (s) beschwert war, damit es in der Flüssigkeit untersank, wenn es nach dem Anschluss des Gefässchens an das Vakuum (durch einen Stoss an den nächsten Kugelapparat) in die Flüssigkeit befördert worden war. Um die völlige Verdampfung des Wassers im Gefässchen zu hindern, war sein Anschlusshahn während der Beobachtung zeitweilig auf längere oder kürzere Zeit geschlossen. Da auf dem Gewebe während dieses Zeitraumes der volle Dampfdruck lastete, so wurde die Temperatur des ganzen Apparates durch Kühlung möglichst herabgesetzt. Die Entfaltungsversuche gelangen noch, als der Dampfdruck auf ca. 2 mm vermindert war. Hierbei musste das Pflanzengewebe seine Schwellung in einer konzentrierten Lösung von salpetersaurem Ammonium vollziehen, die erst unter -13^0 erstarrte. Der Apparat wurde dabei mit einer Eis-Kochsalzmischung gekühlt. — Die Flüssigkeitserfüllung der Zellräume konnte mit einer scharfen Lupe verfolgt werden. In anderen Fällen diente zur Kontrolle der vollen Wassererfüllung der Lumina die Thatsache, dass die Gewebe, im Vakuum belassen, bei der Verdunstung des Wassers in gewöhnlicher Weise wieder schrumpfelten oder dass die Farnsporangien wie in der freien Natur wieder schnellten.

Lippstadt, den 8. April 1901.

(Eingegangen 2. Mai 1901.)

Tagesereignisse.

Der Verein zur Förderung des Unterrichts in der Mathematik und den Naturwissenschaften wird seine diesjährige Hauptversammlung in der Pfingstwoche (vom 27. bis 30. Mai in Giessen abhalten. — Die Hauptversammlung des Vereins Deutscher Chemiker findet am 30., 31. Mai und am 1. Juni zu Dresden statt. —

Personalien.

Dem Prof. Dr. Christoph Schulteiss, Meteorologen beim Centralbureau für Meteorologie und Hydrographie in Heidelberg, ist die etatsmässige Stelle eines wissenschaftlichen Hilfsarbeiters bei der grossherzoglich badischen Oberdirektion des Wasser- und Strassenbaues übertragen worden.

Die dem Privatdozenten Dr. Neumann für das Fach der Elektrochemie erteilte venia legendi an der Technischen Hochschule zu Darmstadt ist für das Fach der Hüttenkunde und Probierkunst erweitert worden.

Dem durch seine Forschungen auf dem Gebiete der Elektrizität bekannten Professor Weber vom Polytechnikum in Zürich hat die dankbare Stadt Zürich das Bürgerrecht ohne Gebühren verliehen. Weber ist Thüringer von Geburt, er stammt aus einer Ortschaft bei Jena.

Der ständige Assistent am elektrochemischen Laboratorium der Technischen Hochschule Berlin Dr. Franz Peters habilitierte sich an der kgl. Bergakademie für Elektrometallurgie und Elektrochemie.

Der Privatdozent der Chemie an der Universität Leipzig Dr. phil. Julius Wagner wurde zum ausserordentlichen Professor ernannt.

In Reval starb der frühere Professor der Mathematik der Dorpater Universität Dr. Peter Helmling im Alter von 84 Jahren. Professor Helmling war zu Erbach im Kreise Heppenheim in Hessen geboren.

Bei der Berliner Technischen Hochschule hat sich Dr. A. Junghahn, bisher Assistent des Professors Dr. Witt, als Privatdozent habilitiert. Er wird im Sommerhalbjahr über die Technologie der Eiweissstoffe lesen, während er im Winterhalbjahr ein Kolleg über Gerbereichemie und Lederfabrikation halten wird.

Der Privatdozent an der deutschen Universität in Prag Dr. Egon Ritter v. Oppolzer ist zum Professor der Astronomie an der Universität in Innsbruck ernannt worden.

Dr. B. Peter, ausserordentlicher Professor an der Universität Leipzig, feierte am 1. ds. sein 25jähriges Amtsjubiläum als Observator an der Universitätssternwarte.

Für die Redaktion verantwortlich Dr. H. Th. Simon in Frankfurt a. M. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.